

13. КВАНТОВАЯ ОПТИКА

§ 13.1. Квантовые свойства света. Фотон

Квантовая теория рассматривает свет и другие виды электромагнитного излучения как поток неделимых порций энергии **квантов** или **фотонов**:

- энергия каждого фотона E определяется частотой ν колебания световой волны (или ее длиной λ) по закону Планка:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (13.1)$$

где h — постоянная Планка; c — скорость света в вакууме,

- фотон — электрически нейтральная частица, то есть $q = 0$, но у него есть масса m_ϕ , определяемая по релятивистской формуле

$$m_\phi = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda} \quad (13.2)$$

- скорость фотона во всех системах отсчета равна скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с}$,

- фотон всегда движется со скоростью света. У него не бывает состояния покоя, поэтому говорят, что масса покоя фотона равна нулю ($m_0 = 0$ кг)

- фотон имеет импульс p_ϕ , определяемый формулами

$$p_\phi = m_\phi c = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (13.3)$$

§ 13.2 Явление внешнего фотоэффекта

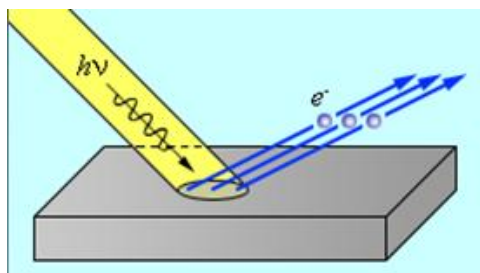


Рис. 13.1

Фотоэффектом называется явление вырывания электронов из атомов вещества под действием электромагнитного излучения.

Внешним фотоэффектом называется явление вылета электронов с поверхности твёрдых и жидких веществ под действием электромагнитного излучения. (открыто в 1887 г. немецким физиком Г. Герцем и широко исследовано А. Г. Столетовым).

Столетов А. Г., исследуя внешний фотоэффект, пришел к следующим выводам:

1. тело теряет заряд под действием света только тогда, когда оно заряжено отрицательно;
2. наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи;
3. сила фототока вырастает с увеличением освещенности пластин;
4. явление фотоэффекта происходит почти мгновенно.

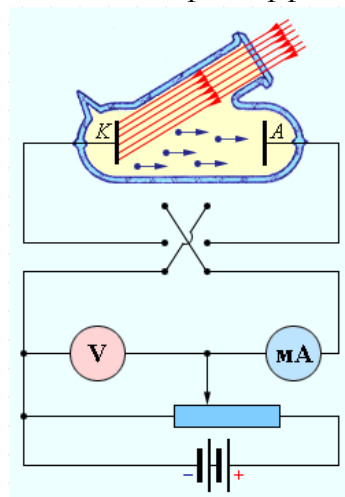


Рис. 13.2

Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис. 13.2. Два электрода (катод К из исследуемого материала и анод А) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра можно не только изменять значение, но и знак подаваемого на электроды напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко), измеряется включенным в цепь миллиамперметром.

В результате исследований Столетов получил различные вольтамперные характеристики вакуумного фотоэлемента, которые позволили установить основные закономерности внешнего фотоэффекта.

Вольтамперные характеристики вакуумного фотоэлемента

На рис. 13.3 приведены два вида вольтамперных характеристик:

- при одинаковой освещённости фотокатода, но разной частоте падающего света,
- при одинаковой частоте падающего света, но разной освещённости фотокатода.

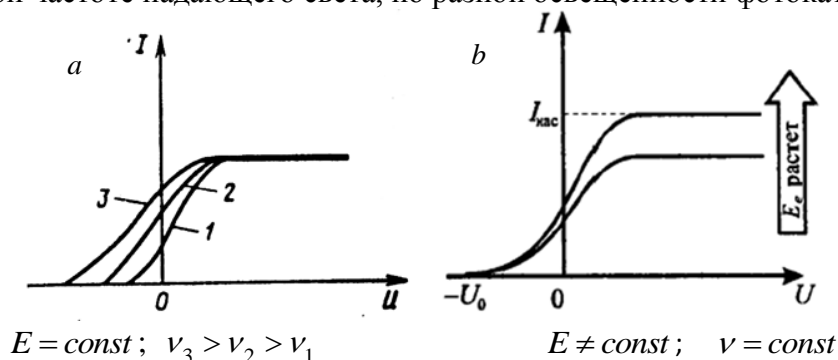


Рис. 13.3

Анализ вольт - амперных характеристик показывает следующие закономерности:

1. При любой освещённости существует, так называемый, **ток насыщения** I_n , то есть максимальная величина тока при данной интенсивности света.

(это объясняется тем, что анода достигают все фотоэлектроны, которые возникают при фотоэффекте за одно и тоже время)

2. При $U = 0$ В наблюдается небольшой фототок.

(это объясняется тем, что некоторая часть фотоэлектронов обладает достаточной скоростью и направлением движения, чтобы самостоятельно долететь до анода)

3. Чтобы прекратить фототок, необходимо на катод подать обратное напряжение (то есть подать более высокий потенциал по отношению к аноду). Это напряжение называется **задерживающим** или **запирающим** U_3 .

Пологий ход кривой указывает на то, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Для прекращения тока нужно приложить задерживающее напряжение U_3 . При таком напряжении ни одному из электронов, даже обладающему наибольшей при вылете скоростью v_{\max} , не удастся преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода.

Измерив задерживающее напряжение U_3 , по формуле $\frac{m v_{\max}^2}{2} = |e|U_3$ можно определить максимальное значение скорости фотоэлектронов.

При изучении вольтамперных характеристик разнообразных материалов при различных частотах падающего на катод излучения и различных энергетических освещенностях катода были установлены следующие **законы внешнего фотоэффекта**:

- Максимальная начальная скорость вылетающих фотоэлектронов, прямо пропорциональна частоте падающего на вещество света и не зависит от его интенсивности.
- При фиксированной частоте падающего на вещество электромагнитного излучения, величина фототока (то есть число вылетающих из вещества за единицу времени электронов) прямо пропорциональна интенсивности света.

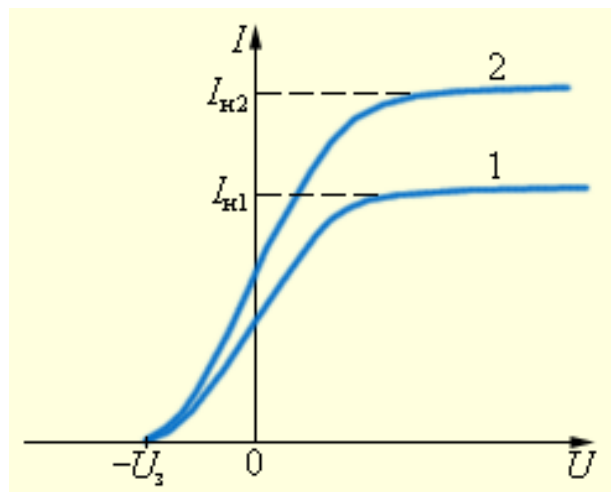


Рис. 13.4

3. Для каждого вещества существует, так называемая, **красная граница фотоэффекта**, то есть минимальная частота $\nu_{кр}$ (или максимальная длина волны $\lambda_{кр}$) падающего на вещество света, при которой еще возможен фотоэффект.

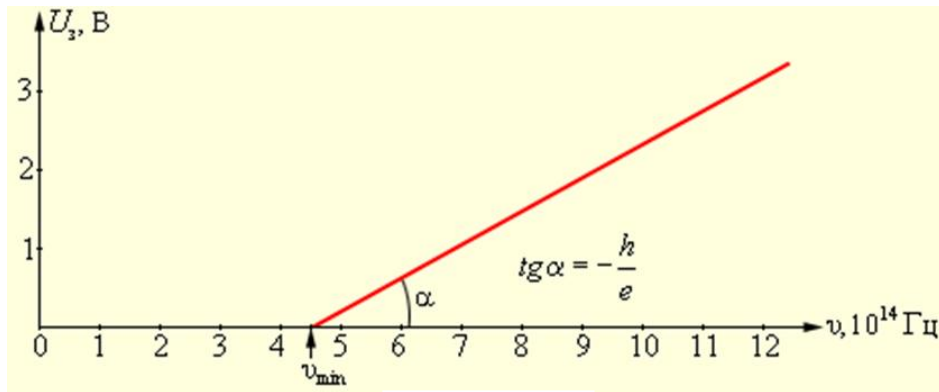


Рис. 13.5

4. Фотоэффект – явление безынерционное, то есть вылет электронов с поверхности вещества происходит сразу после поглощения света веществом (примерно через 10^{-8} с).

Установленные экспериментально закономерности нельзя объяснить с точки зрения классической физики. Так, например, по классическим представлениям скорость электронов должна возрастать с увеличением интенсивности падающего света (то есть амплитуды напряжённости электрического поля), а не с увеличением частоты света. Вылет электронов из вещества должен происходить не мгновенно, а лишь после накопления атомом определённой энергии.

Явление фотоэффекта и его закономерности удалось объяснить лишь на основе предложенной в 1905 г. Альбертом Эйнштейном квантовой теории фотоэффекта.

Согласно этой теории свет частотой ν не только испускается, как это предполагал Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отделёнными порциями (квантами), энергия которых равна $\varepsilon = h\nu$. Кванты электромагнитного излучения получили название **фотонов**.

Согласно гипотезе Эйнштейна, каждый фотон падающего светового потока взаимодействует только с одним электроном вещества, передавая ему всю свою энергию. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (что соответствует второму закону фотоэффекта).

Энергия, полученная от фотона, расходуется электроном на потери при движении его в веществе от места взаимодействия с фотоном до точки выхода на поверхность и на совершение электроном работы выхода $A_{вых}$ из вещества. Остальная энергия остаётся у вылетающего фотоэлектрона в виде кинетической энергией. Следовательно, максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов (у тех из них, которые взаимодействовали с фотоном у самой поверхности) на основании закона сохранения энергии должна подчиняться следующему соотношению, которое называется **уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта**:

$$h\nu = A_{вых} + \frac{m v_{max}^2}{2}, \quad (13.4)$$

где v_{max} - максимальная скорость вылетающих фотоэлектронов.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить 1 и 3 законы фотоэффекта. Из уравнения (13.4) следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности, так как ни $A_{вых}$, ни ν от интенсивности света не зависят (первый закон фотоэффекта).

В случае, когда работа выхода $A_{\text{вых}}$ превышает энергию кванта $h\nu$, электроны не могут покинуть металл. Следовательно, для возникновения фотоэффекта необходимо выполнения условия $h\nu \geq A_{\text{вых}}$ или

$$\nu \geq \nu_{\text{кр}} = \frac{A_{\text{вых}}}{h} .$$

Частота $\nu_{\text{кр}}$ называется **красной границей фотоэффекта** (третий закон фотоэффекта).

Число высвобождаемых фотоэлектронов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность квантов света. Вместе с тем энергетическая освещенность E_e определяется количеством квантов света, падающих на единицу поверхности в единицу времени. В соответствии с этим ток насыщения I_n должен быть пропорционален освещенности поверхности

$$I_n \approx E_e .$$

Эта зависимость также подтверждается экспериментально. Отметим, что лишь малая часть квантов передает свою энергию фотоэлектронам. Энергия остальных квантов затрачивается на нагревание вещества.

Кроме внешнего фотоэффекта, существует **внутренний фотоэффект**, наблюдаемый в диэлектриках и полупроводниках.

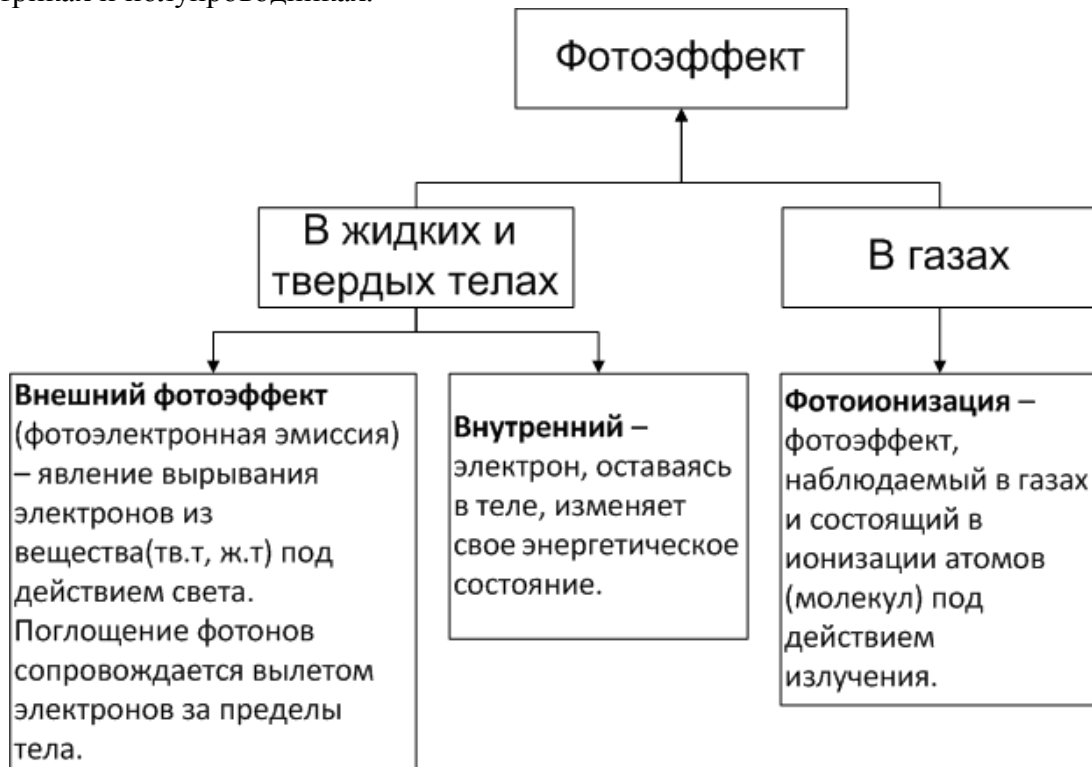


Рис. 13.6

§ 13.3 Тепловое излучение

Тепловым называется электромагнитное излучение, обусловленное тепловым движением атомов и молекул вещества (то есть его внутренней энергией) и зависящее только от температуры и оптических свойств вещества.

Тепловое излучение является самым распространенным в природе видом электромагнитного излучения.

Все тела при температуре выше абсолютного нуля $T = 0\text{К}$, излучают тепловую энергию. При обычных и низких температурах максимум излучения приходится на инфракрасную область спектра. При повышенных температурах максимум излучения переходит в видимую область спектра.

Излучение тела сопровождается потерей энергии. Поэтому излучение возможно либо за счет внутренней энергии самого тела, либо за счет энергии, подводимой извне. Так, **фотолюминесценция** – излучение за счет поглощения электромагнитной энергии, **хемилюминесценция** – излучение за счет химических реакций, происходящих в теле, **электролюминесценция** – излучение за счет взаимодействия электрического тока с газом.

Всякое тело, излучая само, вместе с тем поглощает часть лучистой энергии, испускаемой другими телами. Этот процесс называется **лучепоглощением**.

Коэффициентом поглощения $a_{\nu, T}$ называется величина, показывающая, какая часть падающей на тело энергии поглощается:

$$a_{\nu, T} = \frac{W_{\text{поглощённая}}}{W_{\text{падающая}}} \cdot [a_{\nu, T}] = \text{безразмерная}.$$

По оптическим свойствам все тела делятся на:

- абсолютно чёрные тела,
- серые тела,
- реальные тела.

Абсолютно чёрным телом называется тело, которое при любой температуре поглощает всё падающее на него тепловое излучение.

Для абсолютно чёрного тела коэффициент поглощения $a_{\nu, T} = 1$.

Серым телом называется тело, коэффициент поглощения которого меньше единицы $a_{\nu, T} < 1$, но одинаков для всех частот при данной температуре.

Реальным телом называется тело, коэффициент поглощения которого меньше единицы $a_{\nu, T} < 1$, но зависит от частоты и температуры тела.

Испуская энергию и одновременно поглощая, тело может прийти в состояние теплового равновесия, когда его температура уже не изменяется. Температура, соответствующая этому состоянию, называется **температурой лучистого равновесия**. В состоянии лучистого равновесия все тела в теплоизолированной системе имеют одну и ту же температуру. Это выравнивание температуры происходит автоматически: каждое тело за одно и то же время поглощает такое же количество теплоты, сколько его и излучает.

Для количественной оценки процессов лучеиспускания и лучепоглощения вводятся следующие характеристики:

- **спектральная плотность энергетической светимости** (или **спектральная лучеиспускательная способность тела**) $r_{\lambda, T}$ - характеризует энергию, которую излучает тело за единицу времени с единицы площади поверхности тела в единичном интервале длин волн (или частот).

$$r_{\lambda, T} = \frac{dW}{dS \cdot dt \cdot d\lambda}, \quad [r_{\lambda, T}] = \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^3} \equiv \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}.$$

или

$$r_{v,T} = \frac{dW}{dS \cdot dt \cdot d\nu}, \quad [r_{v,T}] = \frac{\text{Дж}}{c \cdot \text{м}^2 \cdot \frac{1}{c}} \equiv \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}.$$

- **энергетическая светимость R_T** (или **интегральная лучеиспускательная способность тела**) – характеризует энергию, которую излучает тело за единицу времени с единицы площади поверхности тела во всём диапазоне спектра.

$$R_T = \frac{dW}{dS \cdot dt}, \quad [R_T] = \frac{\text{Дж}}{c \cdot \text{м}^2} \equiv \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Причём:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (13.5)$$

13.3.1 Модель абсолютно чёрного тела

Абсолютно чёрных тел в природе не существует. Однако, модель такого тела создать можно. Если взять твёрдую замкнутую оболочку, зачерненную с внутренней стороны и имеющую маленькое входное отверстие, то полость этой оболочки будет вести себя как абсолютно чёрное тело. Любое тепловое излучение, попавшее во внутрь этой оболочки, будет испытывать многократные отражения от её стенок, пока полностью поглотится. Если же такую оболочку окружить теплоизолирующими стенками и нагреть, то из отверстия этой оболочки будет выходить излучение подобное излучению абсолютно чёрного тела. Разлагая это излучение в спектр и измеряя интенсивность различных участков спектра, можно экспериментально найти вид функции Кирхгофа $r_{\lambda,T}^0$. Кривые, которые при этом получаются, называются кривыми теплового излучения. Результаты таких исследований показаны на рис 13.8.

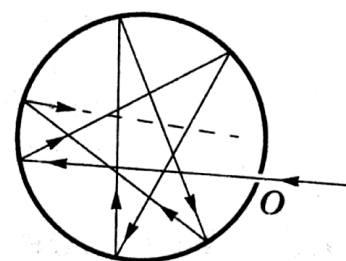


Рис. 13.7

13.3.2 Кривые теплового излучения абсолютно чёрного тела при различных температурах

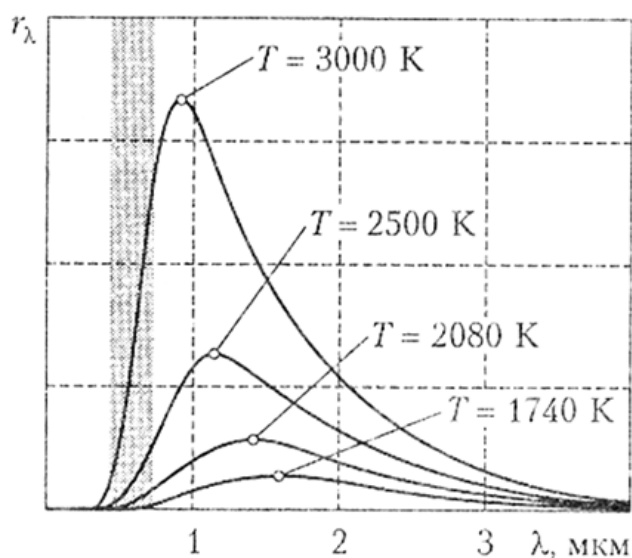


Рис. 13.8

Анализ этих кривых показывает, что:

- тепловое излучение абсолютно чёрного тела имеет сплошной спектр,
- с увеличением температуры тела максимум интенсивности излучения смещается в сторону меньших длин волн (или в сторону больших частот),

- с увеличением температуры резко возрастает максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости тела.

Площадь под любой кривой теплового излучения равна энергетической светимости абсолютно черного тела R_T при данной температуре.

13.3.3 Законы теплового излучения.

Закон Кирхгофа

Связь между испускательной и поглощательной способностями тел установлена Кирхгофом. Пусть внутри оболочки, где температура $T = const$, находится несколько тел. Обмен энергии между телами и оболочкой происходит исключительно путем испускания и поглощения излучения. Из второго начала термодинамики следует, что вся система тел должна прийти в состояние теплового равновесия, и они примут одну и ту же температуру T , равную температуре оболочки. Таким образом, весь объём оболочки будет заполнен **равновесным тепловым излучением**.

В таком состоянии тело, испускающее больше энергии, должно больше поглощать. То есть, чем больше испускательная способность тела $r_{\lambda T}$, тем больше и его поглощательная способность $a_{\lambda T}$.

Отсюда вытекает следующее соотношение для различных тел

$$\left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_3 = \dots$$

Кирхгоф так сформулировал свой закон:

Отношение испускательной способности тела $r_{\lambda T}$ к его поглощательной способности $a_{\lambda T}$ при данной температуре не зависит от природы тела и является для всех тел универсальной функцией длины волны и температуры, равной испускательной способности абсолютно чёрного тела, т.е.

$$r_{\lambda T}^0 = \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}}. \quad (13.6)$$

Для абсолютно чёрного тела по определению $a_{\lambda T} = 1$. Следовательно, из (13.6) вытекает, что универсальная функция Кирхгофа $r_{\lambda T}^0$ есть испускательная способность абсолютного черного тела.

Таким образом, из закона Кирхгофа следует, что:

- тепловое излучение реальных тел не может превышать тепловое излучение абсолютно чёрного тела,
- тело, которое сильнее поглощает волны в каком-либо интервале длин волн, будет сильнее эти же волны и излучать,
- если два тела при одной и той же температуре поглощают разные энергии, то и излучение этих тел при этой же температуре должно быть различным.

Закон Стефана-Больцмана

Экспериментально зависимость энергетической светимости R_T абсолютно чёрного тела от температуры была установлена Стефаном, а теоретически – Больцманом, которая получило название **закона Стефана-Больцмана**:

энергетическая светимость абсолютно чёрного тела прямо пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры

$$R_T = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ - постоянная Стефана-Больцмана.

Закон Стефана-Больцмана не даёт ответа относительно распределения энергии излучения абсолютно чёрного тела по спектру.

Законы Вина

Вин в 1893 году показал, что чем выше температура источника излучения, тем на более коротковолновый участок спектра приходится максимум энергии теплового излучения тела. Этот закон получил название **закон смещения Вина**:

длина волны, на которую приходится максимум теплового излучения абсолютно чёрного тела λ_{\max} , обратно пропорциональна его абсолютной температуре

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

Наглядным примером, подтверждающим уменьшение λ_{\max} с ростом температуры тела, является постепенное изменение цвета свечения нагреваемого металла от красного при невысоких температурах, до белого при высоких.

Вин также получил закон зависимости максимальной спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела от его абсолютной температуры.

Второй закон Вина:

величина максимального значения спектральной плотности энергетической светимости абсолютно чёрного тела прямо пропорциональна пятой степени его абсолютной температуры

$$r_{\lambda,T}^{\max} = CT^5,$$

где $C = 1,30 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}^5}$ – постоянная Вина

Закон Рэлея-Джинса

Вид функции Кирхгофа $r_{\lambda,T}^0$ пытались определить многие учёные, например, Рэлей и Джинс, которые исходя из теоремы классической статистической физики о равномерном распределении энергии по степеням свободы, и представляя тело как набор осцилляторов, получили **закон Рэлея-Джинса для теплового излучения абсолютно чёрного тела**:

Спектральная плотность энергетической светимости абсолютно чёрного тела прямо пропорциональна его абсолютной температуре

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^4} kT.$$

где k – постоянная Больцмана, kT – энергия колебаний осцилляторов на длине волны λ .

Формула Рэлея-Джинса даёт совпадение с кривыми теплового излучения абсолютно чёрного тела в области больших длин волн и приводит к абсурду в области коротких волн. Из анализа закона Рэлея –

Джинса $r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^4} kT$ следует, что энергия,

излучаемая телом, должна по мере уменьшения длины волны возрастать, стремясь к бесконечности. В то время как согласно экспериментальным данным, начиная с длин волн λ_{\max} , энергия, приходящаяся на определенный интервал длин волн, уменьшается по мере уменьшения длины волны. Такое резкое противоречие выводов, вытекающих из представлений классической физики с экспериментом получило название **«ультрафиолетовой катастрофы»**.

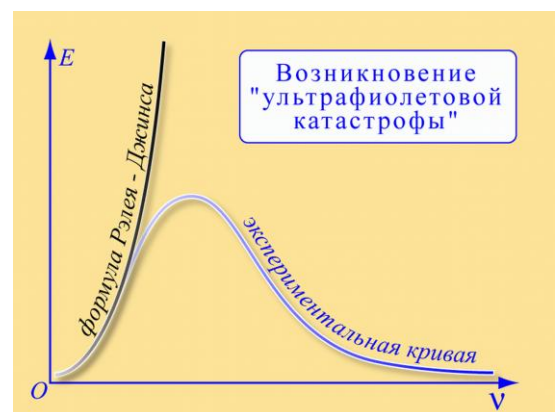


Рис. 13.9

Вид функции Кирхгофа $r_{\lambda,T}^0$ долгое время не удавалось получить теоретически.

Закон Планка

Таким образом, попытки теоретически установить закон распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела, основанные на законах классической термодинамики, не увенчались успехом. Только в 1900 году Макс Планк удалось получить вид функции $r_{\lambda,T}^0$, который хорошо согласовывался с данными опыта на всех частотах.

Для получения функции $r_{\lambda,T}^0$ Планку пришлось отказаться от классических представлений о непрерывности излучения электромагнитной волны. Он высказал гипотезу, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии ε (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения:

$$\varepsilon = h\nu \text{ или } \varepsilon = \hbar\omega,$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка, а $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Дирака.

На основе этих предположений Планк получил закон для теплового излучения абсолютно чёрного тела в виде:

$$r_{\lambda,T}^0 = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT}} - 1}, \quad (13.7)$$

где λ - длина волны, T - абсолютная температура, c - скорость света в вакууме, k - постоянная Больцмана, e - основание натуральных логарифмов.

Формула Планка (13.7) находится в полном соответствии с опытными данными. Из этой формулы получаются как следствие все законы теплового излучения.

На основе теории Планка Эйнштейн в 1905 году создал квантовую (фотонную) теорию внешнего фотоэффекта, а Бор в 1913 году разработал теорию строения атома.

§ 13.4 Экспериментальные подтверждения квантовых свойств света

13.4.1 Тормозное рентгеновское излучение

Квантовая природа излучения хорошо подтверждается существованием коротковолновой границы тормозного рентгеновского излучения и закономерностями характеристического излучения атомами вещества.

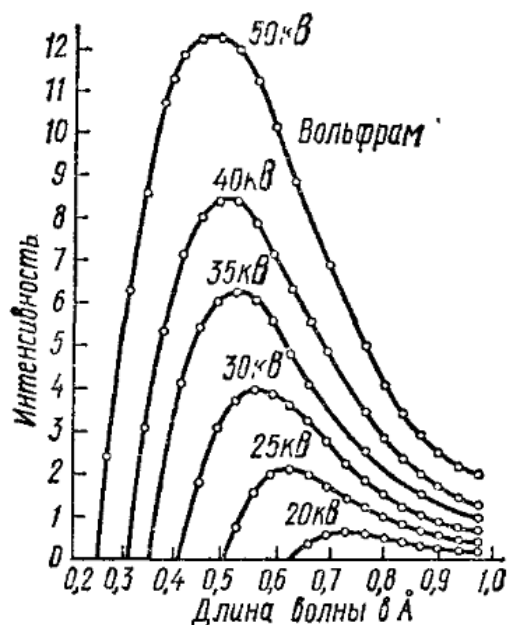


Рис. 13.10

Рентгеновское излучение было открыто в 1895 году немецким физиком Рентгеном. Оно возникает, например, при бомбардировке быстрыми электронами твердых тел и представляет собой электромагнитное излучение с короткой длиной волны (от нескольких сот ангстрем до сотых долей ангстрема).

По характеру получения рентгеновское излучение разделяется на два вида: **тормозное** и **характеристическое**. Тормозное излучение возникает при торможении быстрых электронов. Спектр тормозного излучения сплошной и ограничен со стороны коротких длин волн (рис 13.10).

Это противоречит теории классической электродинамики, согласно которой при торможении электрона должны возникать волны всех длин волн - от нуля до бесконечности. Как видно из рисунка 13.10, кривые распределения интенсивности рентгеновского

излучения не идут к началу координат, а обрываются при конечных значениях длин волн λ_{min} , равных

$$\lambda_{min} = \frac{12390}{U} 10^{-9} \text{ м} \quad (13.8)$$

где U – напряжение ускоряющего потенциала, В.

Существование коротковолновой границы – непосредственное следствие квантовых свойств излучения. Действительно, электрон, проходя разность потенциалов U , приобретает энергию eU . Если при торможении электрон теряет энергию и образуется излучение, то очевидно, что величина кванта $\hbar\omega$ не может превысить энергию электрона eU , то есть:

$$\hbar\omega \leq eU. \quad (13.9)$$

Отсюда

$$\omega_{max} = \frac{eU}{\hbar}$$

и, следовательно,

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi c}{\omega_{max}} \quad (13.10)$$

13.4.2 Характеристическое рентгеновское излучение

Характеристическое излучение возникает в результате вырывания электронов с одной из близких к ядру оболочек атома (т. е. электронов, находящихся во внутренних слоях), которое осуществляется при ионизации быстрыми электронами атомов вещества анода.

В атомах тяжелых элементов (например, платина, $Z_{Pt} = 78$), оболочки К, L, M, N заполнены. Электроны, находящиеся во внутренних слоях, испытывают сильное притяжение, обусловленное большой величиной заряда ядра, и вследствие этого оказываются сильно связанными. Поэтому для удаления электронов из внутренних слоев необходимо затрачивать большую энергию.

Например, для удаления электрона из К - оболочки платины требуется затратить энергию, равную 78 кэВ. Вот почему характеристические лучи возникают в результате бомбардировки веществ электронами большой энергии порядка 10^4 эВ, а значит, возбуждение характеристического излучения происходит при вполне определенном для данного вещества напряжении на трубке U_0 , которое называется **потенциалом возбуждения**. При всех напряжениях $U > U_0$ на фоне сплошного спектра тормозного излучения будут присутствовать характеристические максимумы (рис. 13.12).

Итак, характеристическое рентгеновское излучение образуется в результате взаимодействия падающих электронов с электронами внутренних оболочек атомов в веществе. Атом возвращается в обычное состояние в результате перехода электрона с наружной оболочки на вакансию во внутренней, теряя энергию на генерацию кванта рентгеновского излучения.

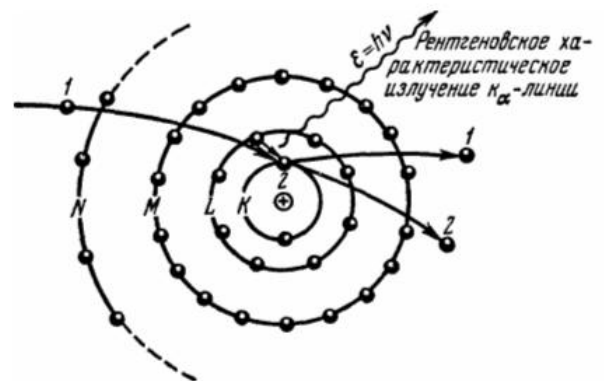


Рис. 13.11

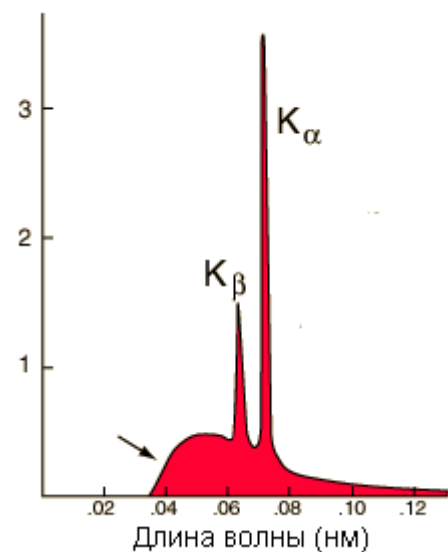


Рис. 13.12

Поскольку электроны находятся на дискретных энергетических уровнях, излучаемый рентгеновский квант будет также иметь дискретную величину энергий, равную разности энергии между начальным и конечным состояниями атома.

Подобно оптическим спектрам, рентгеновское характеристическое излучение состоит из нескольких серий, резко отличающихся по длине волны. Для тяжелых элементов найдено 5 таких серий линий, они обозначаются K, L, M, N, O.

K-серия образована из волн, наиболее коротких, L-серия из более длинных, и т. д. Название серий отражает их связь с соответствующими электронными оболочками атома.

K-серия характеристического рентгеновского излучения возникает в результате удаления из атома одного из K-электронов.

Освободившееся место занимает один из электронов, находящийся на более высоких уровнях энергии. В одних атомах это место занимает электрон, находящийся в L оболочке, в других атомах электроны M и N оболочек, так что линии K-серии возникают обычно все сразу.

Важно отметить, что если электрон имеет достаточную энергию для того, чтобы выбить электрон с оболочки K, то он может также выбить любые электроны с оболочки L или M. Следовательно, одновременно появляются все спектральные серии, которые возникают в результате электронных переходов на самые глубокие оболочки атома и на более удаленные. Обычно одновременно появляются все линии серий K, L, M.

Различные переходы осуществляются с различной вероятностью. Поэтому интенсивность различных линий в характеристическом спектре различна. Наиболее интенсивными оказываются переходы между стационарными состояниями, для которых изменение орбитального квантового числа равно единице: $\Delta l = \pm 1$.

Из всех линий K-серии наиболее интенсивной оказывается линия называемая ка-альфа K_{α} , возникающая в результате переходов электронов с L-оболочки на K-оболочку.

Отметим, что для K-серии разность уровней намного больше, чем для других серий, следовательно, образующиеся кванты имеют наибольшую частоту, а следовательно меньшую длину волны.

Таким образом, несмотря на то, что оболочки L, M, K имеют больше одного энергетического уровня, правило отбора $\Delta l = \pm 1$ ограничивает число возможных переходов электронов, и вид спектра получается довольно простым с содержанием только несколько важных линий для каждого элемента.

Описанные выше закономерности характеристического излучения так же свидетельствуют о квантовой природе электромагнитного излучения.

Квантовые свойства света были подтверждены многочисленными опытами:

- С. И. Вавилов доказал это путем наблюдения флуктуаций в очень слабом световом потоке, падающем в глаз наблюдателя,
- А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравов квантовую природу света доказали в опытах по наблюдению явления фотоэффекта на пылинках в рентгеновском излучении слабой интенсивности.

А. Эйнштейн выдвинул гипотезу, что свет не только поглощается, но и распространяется в виде дискретных частиц.

Непосредственное подтверждение гипотезы Эйнштейна дал опыт Боте, в котором наблюдались отдельные световые частицы – фотоны.

Особенно отчетливо проявляются корпускулярные свойства света в явлении, которое получило название *эффекта Комптона*. Эффект Комптона показывает, что электромагнитные волны, рассеиваясь на свободных электронах в кристаллах, уменьшают свою частоту. Причины этого явления не могли быть объяснены на основе классических волновых представлений о природе света и были объяснены с помощью представлений о квантах света. Фотоны, испытывающие соударение с электроном, изменяют импульс и энергию, благодаря чему они начинают двигаться в определенном направлении. В этом случае выполняются законы сохранения энергии и импульса. Столкновения фотонов с электронами внешне напоминают картину столкновения упругих шаров – корпускул.

13.5.1 Давление света

Существование светового давления теоретически было обосновано электромагнитной теорией света Максвелла.

Фотон, как всякая частица, обладает энергией $\varepsilon = \hbar\omega$, импульсом $p = \frac{\hbar\omega}{c}$ и массой $m = \frac{\hbar\omega}{c^2}$.

Фотон – это необычная частица. Не существует «неподвижных» фотонов, в отличие от других частиц. Таким образом, нельзя отождествлять свет и вещество: это два различных вида материи.

Рассмотрим падение фотонов на поверхность, которая их поглощает. Если плотность равна n , то на единицу поверхности падает в единицу времени nc фотонов.

Каждый фотон сообщает стенке импульс $p = \frac{\hbar\omega}{c}$, поэтому в единицу времени на стенке создается **давление света**:

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} nc = \hbar\omega n. \quad (13.11)$$

Опыты по определению давления света были поставлены замечательным русским ученым Лебедевым.

В данной теме рассмотрен ряд явлений, в которых свет введет себя как поток частиц (фотонов). Однако, рассмотренные ранее явления интерференции и дифракции света объяснимы только на основе волновых представлений. Таким образом, свет обнаруживает корпускулярно-волновой дуализм (двойственность): в различных явлениях он обнаруживает как волновые, так и корпускулярные свойства. Диалектическое единство прерывного и непрерывного – фундаментальная особенность всей материальной природы.

Вопросы для самопроверки

1. Квантовые свойства света. Фотон.
2. Явление внешнего фотоэффекта, его основные закономерности.
3. Тепловое излучение. Модель абсолютно чёрного тела.
4. Кривые теплового излучения абсолютно чёрного тела при различных температурах.
5. Законы теплового излучения.
6. Тормозное рентгеновское излучение. Характеристическое рентгеновское излучение.
7. Экспериментальные подтверждения квантовых свойств света.
8. Давление света.

§ 13.6 Примеры решения задач

Пример 13.1 Определите значение энергии, соответствующее первому (низшему) и второму энергетическим уровням в атоме водорода (энергию вычислить в электрон-вольтах).

Решение:

Формула для значения энергии имеет вид: $E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}$.

Подставив табличные значения (для атома водорода $Z = 1$), получим:

$$E_n = -\frac{1^2 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^4 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}{8 \cdot (8,85 \cdot 10^{-12})^2 \cdot (6,62 \cdot 10^{-34})^2} \cdot \frac{1}{n^2} \text{ Дж} = -2,17 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{1}{n^2} \text{ Дж},$$

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ эВ}$$

Окончательно имеем: $E_1 = -13,6 \text{ эВ}$, $E_2 = -3,4 \text{ эВ}$.

Ответ: $E_1 = -13,6 \text{ эВ}$, $E_2 = -3,4 \text{ эВ}$.

Пример 13.2 Найдите энергию ионизации иона гелия He^+ .

Решение:

У иона гелия He^+ один электрон, заряд ядра равен $Z = 2e$. Электрон в атоме гелия, находящийся на ближайшей к ядру орбите ($n = 1$), имеет энергию

$$E_1 = -\frac{Z^2 e^4 m}{8 \varepsilon_0^2 h^2} \frac{1}{1^2}$$

У гелия $Z = 2$. Будем считать, что энергия электрона, вырванного из атома, равна 0. Следовательно, энергия, которую надо сообщить электрону, чтобы он покинул атом — энергия ионизации — равна

$$E_{\text{ион}} = 0 - E_1 = \frac{4e^4 m}{8\varepsilon_0^2 h^2}.$$

Подставив значения, получим

$$E_{\text{ион}} = 54,4 \text{ эВ}$$

Ответ: $E_{\text{ион}} = 54,4 \text{ эВ}$

Пример 13.3 Определите, на какую орбиту с основной ($n = 1$) перейдет электрон в атоме водорода при поглощении фотона с энергией $E_\phi = 2,46 \cdot 10^{-18}$ Дж.

Решение:

Переход электрона с первой орбиты на более высокую происходит при поглощении фотона. Энергия фотона связана с длиной волны формулой

$$E_\phi = h\nu = hc / \lambda.$$

Согласно формуле Бальмера,

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

где $R = 1,0974 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$, поэтому

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 - R\lambda}} = \frac{1}{\sqrt{1 - Rhc / E_\phi}}$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 - 1,0974 \cdot 10^7 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 / 2,46 \cdot 10^{-18}}} = 3$$

Ответ: $k = 3$.

Пример 13.4 Определите величину импульса p и энергии E фотона ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda = 200$ нм.

Решение:

Найдём импульс фотона:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{200 \cdot 10^{-9} \text{ м}} = 3,313 \cdot 10^{-27} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}.$$

Из этой же формулы вытекает соотношение между энергией и импульсом фотона.

$$E = pc = 3,313 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^8 \approx 10^{-18} \text{ Дж}.$$

Ответ: $p = 3,313 \cdot 10^{-27} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$, $E = 10^{-18} \text{ Дж}$.

Пример 13.5 Источник света мощностью $P = 100$ Вт испускает за одну секунду количество фотонов $n = 10^{20}$ /с. Найти среднюю длину волны излучения λ .

Решение:

Мощность P , излучаемая источником света, связана с энергией излучения W и временем излучения t соотношением $P=W/t$. Средняя длина волны излучения источника света - это длина волны такого монохроматического излучения (излучения с одинаковой длиной волны), которое переносит энергию, равную энергии источника света. Энергию монохроматического излучения представим как произведение энергии одного фотона на их количество N_ϕ :

$$W = EN_\phi = \frac{hc}{\lambda} N_\phi.$$

(здесь энергия фотона выражена через его длину волны).

Учитывая, что число фотонов, испускаемое за единицу времени, $n=N_\phi/t$, для мощности излучения получаем соотношение

$$P = \frac{hcN_\phi}{\lambda t} = \frac{hc}{\lambda} n$$

Отсюда получим выражение для средней длины волны и, подставляя исходные данные, выполним расчет:

$$\lambda = \frac{hcn}{P} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 10^{20}}{100} = 0,994 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 0,994 \text{ мкм}$$

Ответ: $\lambda = 0,994 \cdot 10^{-6} \text{ м}$

Пример 13.6 При какой минимальной частоте излучения ν_{\min} произойдет фотоэффект на вольфрамовой нити накаливания, покрытой оксидом бария?

Решение:

Искомая величина частоты является красной границей фотоэффекта, которая определяется формулой $\nu_{\min} = \frac{A_{\text{вых}}}{h}$. Поскольку при фотоэффекте электроны выбиваются с поверхности, под $A_{\text{вых}}$ в данной задаче необходимо понимать работу выхода электронов из оксида бария. Пользуясь справочником, находим, что для оксида бария работа выхода $A=1\text{эВ}=1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Подставляем это значение и выполняем вычисления:

$$\nu_{\min} = \frac{A}{h} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{6,626 \cdot 10^{-34}} = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ Гц}.$$

Ответ: $\nu_{\min} = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$

Пример 13.7 Какова максимальная скорость электронов, если фототок прекращается при запирающем напряжении $U_3 = 0,8$ В?

Решение:

При запирающем напряжении U_3 электрическое поле совершает работу по торможению электрона, равную его максимальной кинетической энергии:

$$A_{\text{вых}} = |e|U_3 = \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

(где $|e|$ - модуль заряда электрона; v_{\max} - максимальная скорость электрона; m - его масса).

Отсюда следует формула для нахождения максимальной скорости: $v_{\max} = \sqrt{\frac{2|e|U_3}{m}}$.

Подставляем значения величин и выполняем вычисления:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,8}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 5,3 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Ответ: $v_{\max} = 5,3 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Пример 13.8 Исследование спектра излучения Солнца показывает, что максимум спектральной плотности энергетической светимости соответствует длине волны $\lambda = 500 \text{ нм}$. Принимая Солнце за абсолютно чёрное тело, определите: 1) энергетическую совместимость $R_{\text{с}}$ Солнца; 2) поток энергии $\Phi_{\text{с}}$, излучаемый Солнцем; 3) массу m электромагнитных волн (всех длин), излучаемых Солнцем за 1с.

Решение:

1. Энергетическая светимость $R_{\text{с}}$ чёрного тела выражается формулой Стефана-Больцмана

$$R_{\text{с}}^* = \sigma T^4. \quad (1)$$

Температура излучающей поверхности может быть определена из закона смещения Вина: $\lambda = b/T$. Выразив отсюда температуру T и подставив её в формулу (1), получим

$$R_{\text{с}}^* = \sigma \left(\frac{b}{\lambda_m} \right)^4. \quad (2)$$

Произведя вычисления по формуле (2), найдём $R_{\text{с}}^* = 6,4 \cdot 10^7 \text{ Вт} / \text{м}^2$.

2. Поток энергии $\Phi_{\text{с}}$, излучаемый Солнцем, равен произведению энергетической светимости Солнца на площадь S его поверхности $\Phi_{\text{с}} = R_{\text{с}}^* S$, или

$$\Phi_{\text{с}} = 4\pi r^2 R_{\text{с}}^*, \quad (3)$$

где r - радиус Солнца ($6,95 \cdot 10^8 \text{ м}$)

Подставив в формулу (3) значение π , r и $R_{\text{с}}^*$ и, произведя вычисления, получим $\Phi_{\text{с}} = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$.

Массу электромагнитных волн (всех длин), излучаемых Солнцем за время $t=1\text{с}$, определим, применив закон пропорциональности массы и энергии $E=mc^2$. Энергия электромагнитных волн, излучаемых за время t , равна произведению потока энергии $\Phi_{\text{с}}$ (мощности излучения) на время, то есть $E = \Phi_{\text{с}} t$. Следовательно, $\Phi_{\text{с}} t = mc^2$, откуда $m = \frac{\Phi_{\text{с}} t}{c^2}$.

Произведя вычисления по этой формуле, найдём $m = 4,3 \cdot 10^9 \text{ кг}$. **Ответ:** $m = 4,3 \cdot 10^9 \text{ кг}$.

Пример 13.9 длина волны λ_m , на которую приходится максимум энергии в спектре излучения черного тела, равна 580 нм. Определить максимальную спектральную плотность энергетической светимости ($r_{\lambda, T}$), рассчитанную на интервал длин волн $\Delta\lambda = 1 \text{ нм}$, вблизи λ_m .

Решение:

Максимальная спектральная плотность энергетической светимости пропорциональна пятой степени температуры Кельвина и выражается формулой

$$\left(r_{\lambda, T} \right)_{\text{max}} = CT^5. \quad (1)$$

Температуру T выразим из закона смещения Вина $T = \frac{b}{\lambda_m}$.

Подставим полученное выражение температуры в формулу (1), найдём $\left(r_{\lambda, T} \right)_{\text{max}} = C \left(\frac{b}{\lambda_m} \right)^5$. (2)

Находим табличное значение C в единицах СИ, где единичный интервал длин волн $\Delta\lambda = 1 \text{ м}$. По условию задачи требуется вычислить спектральную плотность энергетической светимости, рассчитанную на интервал длин волн 1нм, поэтому выпишем значение C в единицах СИ и пересчитаем его на заданный интервал длин волн:

$$C = 1,30 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{ К}^5} = 1,30 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{ м}^1 \text{ К}^5} = 1,30 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{ нм} \text{ К}^5}$$

Вычисление по формуле (2) дает значение $\left(r_{\lambda, T} \right)_{\text{max}} = 40,6 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2 \text{ нм}}$. **Ответ:** $\left(r_{\lambda, T} \right)_{\text{max}} = 40,6 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2 \text{ нм}}$.

Задачи для самостоятельной работы

Задача 13.1 Определите температуру T , при которой энергетическая светимость абсолютно чёрного тела равна 10 кВт/м^2 . **Ответ:** $T = 648 \text{ К}$.

Задача 13.2 Определите температуру T чёрного тела, при которой максимум спектральной плотности энергетической светимости $(r_{\lambda,T})_{\text{max}}$ приходится на красную границу видимого спектра ($\lambda_1 = 750 \text{ нм}$). **Ответ:** $T = 3.8 \text{ К}$.

Задача 13.3 Максимум спектральной плотности энергетической светимости $(r_{\lambda,T})_{\text{max}}$ яркой звезды Арктур приходится на длину волны $\lambda_m = 580 \text{ нм}$. Принимая, что звезда излучает как чёрное тело, определите температуру T поверхности звезды. **Ответ:** $T = 5 \text{ К}$.

Задача 13.4 Поток энергии Φ_e , излучаемый из смотрового окошка плавильной печи, равен 34 Вт . Определите температуру T печи, если площадь отверстия $S = 6 \text{ см}^2$.

Ответ: $T = 1 \text{ К}$.

Задача 13.5 С поверхности сажи площадью $S = 2 \text{ см}^2$ при температуре $T = 400 \text{ К}$ за время $t = 5 \text{ мин}$ излучается энергия $W = 83 \text{ Дж}$. Определите коэффициент теплового излучения ε сажи. **Ответ:** $\varepsilon = 0.95$.

Задача 13.6 На цинковую пластинку падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 220 \text{ нм}$. Определите максимальную скорость фотоэлектронов. Работа выхода электронов из цинка равна 4 эВ . **Ответ:** $v = 760 \frac{\text{км}}{\text{с}}$.

Задача 13.7 На поверхность лития падает монохроматический свет ($\lambda = 310 \text{ нм}$). Чтобы прекратить эмиссию электронов, нужно приложить задерживающую разность потенциалов не менее 1.7 В . Определите работу выхода электрона с поверхности лития.

Ответ: $A_{\text{вых}} = 2.3 \text{ эВ}$.

Задача 13.8 Какая доля энергии фотона израсходована на работу вырывания фотоэлектрона, если красная граница фотоэффекта $\lambda_0 = 307 \text{ нм}$ и максимальная кинетическая энергия T_{max} фотоэлектрона равна 1 эВ ? **Ответ:** $\varepsilon = 0.8$

Задача 13.9 Определите угол θ рассеяния фотона, испытавшего соударение со свободным электроном, если изменение длины волны $\Delta\lambda$ при Комптоновском рассеянии равно $3,62 \text{ пм}$.

Ответ: $\theta_1 = 120^\circ$; $\theta_2 = 240^\circ$.

Задача 13.10 Определите максимальное изменение длины волны при комптоновском рассеянии на свободных электронах. **Ответ:** $\lambda_{\text{max}} = 4.84 \text{ нм}$.